HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	ピンチ・プラズマ状態のn-InSbにおける超音波の異常減衰
Author(s)	高瀬, 義彦; 村尾, 幸信; 山田, 信雄 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 74, 11-17
Issue Date	1975-03-05
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41255
Type	departmental bulletin paper
File Information	74_11-18.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第74号 (昭和49年)

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University, No. 74 (1974)

ピンチ・プラズマ状態の n-InSb における超音波の異常減衰

高瀬義彦　村尾幸信　山田信雄
北村正直　小田島晟

(昭和49年7月31日受理)

Anomalous attenuation of the ultrasonic waves in n-InSb in a pinched plasma state

Yoshihiko TAKASE　Yukinobu MURAO　Nobuo YAMADA
Masanao KITAMURA　Akira ODAJIMA

(Received July 31, 1974)

Abstract

A few years age Tanaka and others of our group reported that the longitudinal ultrasonic waves travelling along the 〈110〉 direction in n-InSb sample were anomalously attenuated when it was in a pinched plasma state under a strong electric field applied along this direction (K. Tanaka et al.: Phys. Letters **39 A** (1972) 43). They examined various possible causes of dumping qualitatively and concluded that this might be the Akhieser loss due to the raise in temperature of the sample caused by the pinch effects.

We applied the DAJ theory to this problem and calculated the radial variations of the carrier density and the temperature in the InSb sample. It was found that there is no such large temperature raise over a wide region of the sample to cause Akhieser loss as large as the observed attenuation. We further measured the frequency dependence of the attenuation and found that it seems to be of the form ω^n with $n=4$ in the low frequency region and with $n\fallingdotseq 1$ in the high frequency region, when the dc pulse was over 60 A. Taking into account these theoretical and experimental findings we must look for some causes for this dumping other than the Akhieser loss, such as diffraction loss due to inhomogeneity in elastic properties due to the thermal gradient in the sample.

1. 序　　論

固体のなだれ降伏領域でピンチ効果が起こることは，Glicksman らの n-InSb の電子・ホールプラズマによる電気伝導の磁場依存性の研究[1]によって明らかにされた。それ以降，主として InSb について，ホール係数[2]，自己誘起ホール電圧[3]などからプラズマ密度，移動度などが求められ，またピンチ半径が微小探針法[4]，電子・ホール再結合による赤外線発光測定[5]，格子温度上昇による融解跡観察[6]によって評価された。これらの研究により InSb のピンチ効果の機構には，

応用物理学科応用数理物理講座

ガスプラズマと同じ“Bennett ピンチ”[7]のほかに，格子温度上昇に伴う電子・ホール対の生成にもとづくピンチの増大機構があることが明らかにされ，後者は熱ピンチ[8]と呼ばれた。

当研究室では，数年前に田中ら[9~11]によって n-InSb のなだれ降伏領域で超音波伝播特性の異常が初めて発見された。彼等は〈110〉方向に伝播する〈001〉分極の横波超音波の増幅を 77°K で測定したさい，臨界電界よりかなり高い高電界領域では増幅係数が負になる結果を得た[9,10]。それで，ピンチ・プラズマ中を伝播する超音波伝播特性を一層明らかにするために，圧電結合しない〈110〉方向の縦波を用いて高電界領域で減衰率を測定した結果，異常に大きい減衰を観測し[11]，ひき続きその縦磁場依存性が当研究室の萩原[12]によって調べられ，縦磁場がその減衰を打ち消すことから，異常減衰はピンチ効果と関係があることが確かめられた。田中ら[9,11]は減衰の原因を「ピンチ効果により試料内温度が上昇し，そのため Akhieser ロスが増加する。」と考えた。他方，萩原[12]は，試料内に発生するジュール熱からその温度の上昇を評価した結果，「大きな減衰を説明できるほどの Akhieser ロスの増加は期待できない。」と結論し，試料内で半径方向の温度勾配によって音速が変化するため，干渉効果によるロスが生じる可能性を指摘した。

田中らの考え[9,11]は，熱ピンチにおいて，試料内の大部分で温度が 200°K 以上に上昇していると推定したものであり，理論的に導かれたものではない。萩原の指摘[12]も，ピンチ下における温度分布の定量的考察がないため，回折ロスの妥当性が確かめられなかった。

本研究では Drummond と Ancker-Johnson の理論[13]にもとづいて，ピンチ効果が起きている InSb 内で，プラズマ密度と温度の半径方向分布を定量的に求めることを試みた。さらに，異常減衰の周波数依存性の実験結果を検討し，その関係を満足する減衰機構として回折ロスについて考察した。

2. 実　　験

2.1 実 験 方 法

使用した単結晶 n-InSb は M.C.P. 社製で，77°K での電気的特性は，キャリア密度 $1.89\times10^{14}/cm^3$，移動度 $4.01\times10^5\ cm^2/V\cdot sec$，比抵抗 $0.0825\ \Omega\cdot cm$ である。この結晶を〈110〉を長軸とし約 $1\times1\times10\ mm^3$ に切り出した後，研磨用アルミナ（丸本 100 番，300 番，Linde 0.05 B）を用いて長軸方向の両端面を平行に鏡面研磨した。さらに化学研磨の後，$ZnCl_2$ ペーストを用い，In で電極をつけ 10 A 位のパルス電流を流してフォーミングを行ないオーム性電極を得た。

ピンチプラズマの形成には，幅 7 μsec，くり返し周波数 10 Hz の高電界直流パルスを用いた。超音波減衰率測定には Matec Model 6000-950 を用い，幅約 3 μsec の高周波パルスによるパルスエコー法によった。トランスデューサーとして，直径 3 mm の X カット水晶を用い〈110〉方向に伝播する縦波超音波を励起した。異常減衰率 α は，シンクロスコープ上の第 1 エコーの零電界における高さ h_0 と，電界 E における高さ h_E の比から，試料長を l として次式によって求めた。

$$\alpha=(20\log h_0/h_E)/2l \qquad [\mathrm{dB/cm}] \qquad (1)$$

2.2 測 定 結 果

熱ピンチ効果が予想される電界 $E=338$ V/cm，全電流 $I_T=80$ A までの範囲の，パルスによる電圧・電流特性の測定結果を Fig. 1 に示す。この結果は，田中の測定[9]（$E=334$ V/cm，$I_T=50$ A まで），萩原の測定[12]（$E=311$ V/cm，$I_T=66$ A まで）の結果と本質的な違いはなかった。$E\lesssim50$ V/cm はオーム性伝導領域，$50\lesssim E\lesssim230$ V/cm は電子温度が格子温度より高いホット・エレクトロン領域，$E\gtrsim230$ V/cm は 2 次イオン化により電流が指数関数的に増大するなだれ降伏領

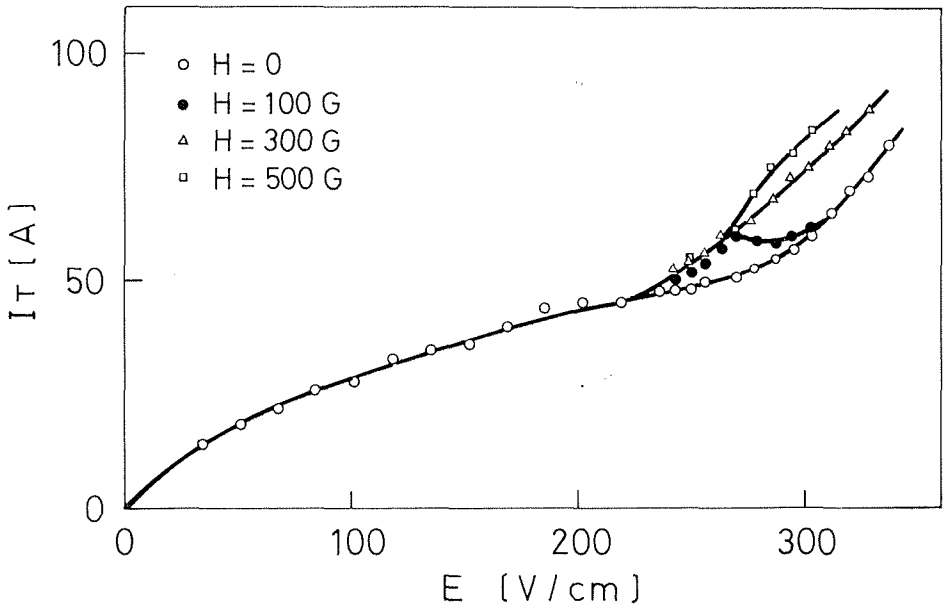

Fig. 1. Current-voltage characteristics of InSb in longitudial magnetic fields.

域である。なだれ降伏領域でピンチ効果が生ずることが Fig. 1 に示してある縦磁場下の特性から知ることができる。すなわち，伝導度は $230 \lesssim E \lesssim 310$ V/cm の範囲で，$H=0$ の場合よりも大になるが，これは縦磁場によりピンチ効果が解消され，プラズマ流の断面が広がることを示している。

次に，高電界下の試料の超音波減衰率を，周波数 75～225 MHz に対して測定した結果を Fig. 2 に示す。減衰率は，どの周波数でも，電流とともに急激に増加するが，やがてその値は飽和する傾向を示す。このように増加する減衰を異常減衰と呼ぶ。異常減衰は，$E=338$ V/cm, $I_T=80$ A のとき 225 MHz に対して 3.1 dB/cm までになっている。

異常減衰の周波数依存性を，電流 45～80 A に対して Fig. 3 に示す。異常減衰は，電流が 50 A 以下では周波数の 3.15 ± 0.25 乗の関係で表わされるが，60 A 以上では，低周波側で周波数の 4 乗，高周波側で周波数の 1 乗の関係になる傾向を示す。

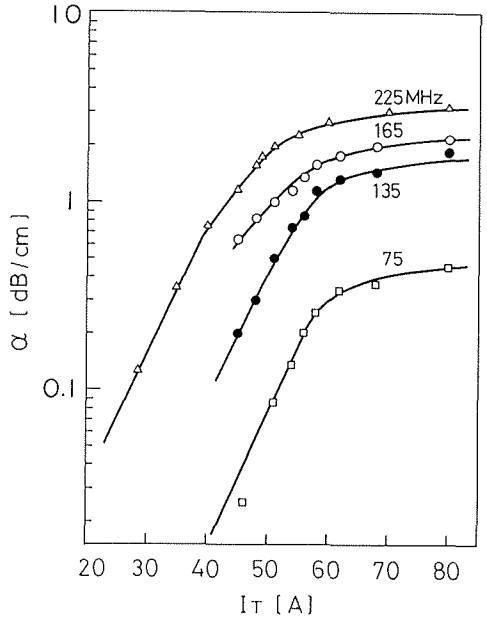

Fig. 2. Anomalous attenuation of the ultrasonic wave vs. the pulsed current curves in the high electric fields.

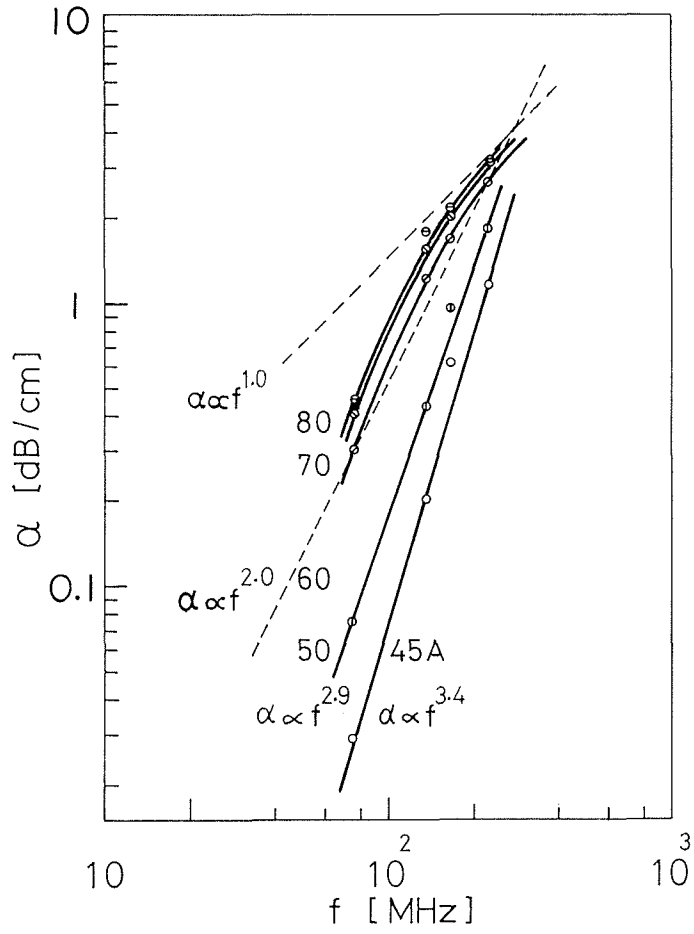

Fig. 3. Frequency dependences of the anomalous attenuation for the various sample currents; 45, 50, 60, 70 and 80 A.

3. DAJ 理論によるピンチ半径と半径方向温度分布

Drummond と Ancker-Johnson の InSb における電子・ホールプラズマのピンチ効果の理論[13] (DAJ 理論と略記する。) にしたがって，キャリアの連続の方程式と，入力電力と温度変化，熱発散についてのエネルギー保存の式を次のように与える。

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t}=\frac{1}{2r|e|}\frac{\partial}{\partial r}\left\{\mu_A r\left(\frac{\partial 2kTn(r,t)}{\partial r}+\frac{\mu_0\mu e^2E^2n(r,t)}{r}\int_0^r \mu r'n(r',t)\,dr'\right)\right\} \quad (2)$$

$$c\frac{\partial T(r,t)}{\partial t}=|e|E^2\mu n(r,t)+\frac{L}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{r}{T(r,t)}\frac{\partial T(r,t)}{\partial r}\right) \quad (3)$$

ここで，$n(r,t)$ は中心軸より距離 r の点での時刻 t におけるプラズマホール密度，μ_A は半径方向の移動度，k は Boltzmann 定数，T はプラズマ温度，e は素電荷，μ_0 は透磁率，μ は電子とホールの移動度の和，E は軸方向の電界，c は単位体積の熱容量，L/T は熱伝導率である。

一般解を求めるのは困難なので，試料が十分大きく，時間が十分経過したときに考えられる定常解を求める。(2), (3) 式の左辺を零として解くと次のようになる。

$$n(r)=\frac{B}{T(r)}\exp\left(-\frac{\mu_0|e|\mu(T)L}{5kT}\right) \tag{4}$$

$$\frac{d\tau(r')}{dr'}=-\frac{\tau(r')}{r'}\int_0^{r'}r''y\left\{\tau(r'')\right\}dr'' \tag{5}$$

ここで，$\tau\equiv(\mu_0|e|\mu(T)L/5kT)^{-2/5}$, $r'\equiv r/R$, $R\equiv(\mu_0/5kB)^{1/2}L/E$, $y(\tau)=\tau^{5/2}\exp\tau^{-5/2}$ であり，また $\mu(T)=\mu'T^{-3/2}$ (μ': 定数) と近似する。B は $[KL^{-3}]$ の次元をもつ定数であり，$n(0)=4.2\times10^{14}T^{3/2}\exp(-0.125/kT)$ の関係式[13] より決定する。Chen と Ancker-Johnson の計算[21] に従うと，ピンチ軸上の温度は，電界 $E=421$, 353, 305, 234 V/cm に対してそれぞれ $T(0)=800$, 600, 500, 400°K となる。これらの条件を与え，また，定数の値には $L=7\times10^3$J/sec·cm, $\mu'=3.7\times10^4$ m^{2}K$^{3/2}$/V·sec を用いて[13]，半径方向のキャリア密度と温度の分布の結果を Fig. 4, Fig. 5 に示す。キャリア密度の半値幅をピンチ半径とすれば，ピンチ軸上の温度 $T(0)=500$, 600, 800°K のとき，ピンチ半径はそれぞれ 9.8, 7.1, 4.7 μm となっている。

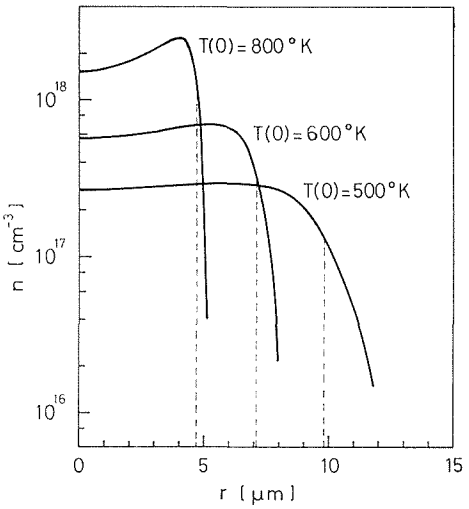

Fig. 4. Carrier concentrations calculated as a function of distance from the axis of the pinch. $T(0)$ denotes the temperature of the axis of the pinch, and the dashed lines indicate the pinch-radius.

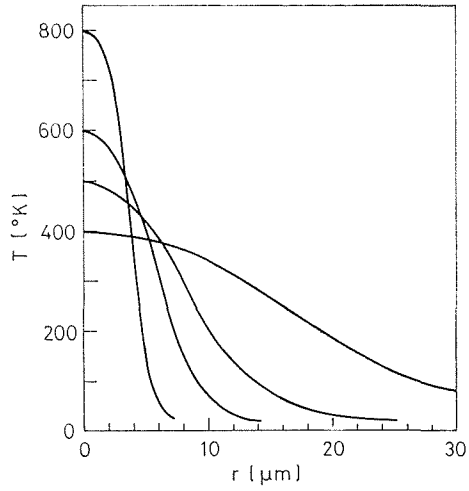

Fig. 5. Temperature distributions calculated as a function of distance from the axis of the pinch, for $T(0)=800$, 600, 500, 400°K.

4. 考　　察

田中ら[9,10] が，異常減衰の原因を「ピンチ効果により試料温度が上昇し，そのため Akhieser ロスが増加する。」と考えたのは，試料内の大部分で温度が 77°K から 200°K 以上に上昇していると推定したからであった。この推定を確かめるには (2), (3) 式を，有限の大きさの試料，有限の時間の下で解いて，半径方向の温度分布を求めなければならない。それは困難なので，**3章** で求めた定常解 (Fig. 4, Fig. 5 参照) とこれまでに報告されたピンチ半径の実験的評価 (表 1) とから，半定量的に検討する。表 1 の微小探針法と赤外線発光測定法によるピンチ半径約 100 μm は，Fig. 4 の $T(0)=500\sim800$°K のときのピンチ半径 9.8～4.7 μm と比較すると約 10～20 倍となっている。また，融解跡観察法による融解跡半径 25～33 μm も，Fig. 5 の $T(0)=800$°K のときの温度分布を横軸方向に 10～20 倍すれば得られる。これより，定常状態でのキャリア分布 (Fig. 4) と温度分布 (Fig. 5) との対応関係は，これらの実験条件下に対しても，ほぼ成り立つと考えてよい。

表1 ピンチ半径の測定値

電流 (A)	試料断面積 (mm^2)	ピンチ半径 (μm)	プラズマ温度 (°K)	雰囲気温度 (°K)	測定法
10	0.7×0.1	100	800～500	220	微小探針法[4]
50	2.6×1.4	100	500	78	赤外線発光測定法[5]
11.2～22	0.25	25～33*)	>803	77	融解跡観察法[6]
18	0.4×0.1	30*)	>803	77	融解跡観察法[7]

それらの値が実験値の方が10～20倍大きい原因として，(4), (5)式で用いられた係数 B, E, L, μ' の値が不適当に評価されてある可能性とか，DAJ 理論では空間電荷形成の可能性を無視していることなどが考えられるが，今後の検討を要する。

Fig. 1 において電流が 50 A 以上の領域では中心温度が 500°K を越えることになるが[21]，前述の関係から温度 $T(r)=200$°K となる半径は $T(0)>500$°K ではたかだか 200 μm である。これは，試料の断面積と比較すれば約 10 分の 1 にすぎない。$T(0)<400$°K では半径方向の温度こう配はゆるやかになるので，均一に温度上昇すると近似してそのジュール熱の発生を見積ることができる。この場合，萩原[12]によれば，温度上昇は 30°C にも満たない。以上により，試料内の大部分で温度が 200°K 以上に上昇しているという田中らの推定は妥当でないことがわかる。さらに，田中らは 200°K 以上で Akhieser ロスが飽和すると推定したが，最近の実験報告[14,15]によれば，InSb の〈110〉方向に伝播する縦波に対する Akhieser ロスは 77°K から 300°K の間で変化をほとんど示さないので，この結果からも Akhieser ロスの効果は期待できない。

Akhieser ロスは Woodruff と Ehrenreich[16]によれば次式で与えられる。

$$\alpha=\frac{4.34\gamma^2\kappa T\omega^2}{\rho v_s^5} \qquad [\mathrm{dB/cm}] \qquad (7)$$

ここで，γ はグリューナイゼン定数，κ は熱伝導率，T は絶対温度，ω は角周波数，ρ は密度，v_s は音波の平均速度である。これより，Akhieser ロスは周波数の 2 乗に比例することがわかるが，Fig. 3 より異常減衰は周波数の 2 乗には比例しない。この関係は Akhleser ロス以外の減衰機構を考えなければ説明できない。その 1 つとして，回折ロスの機構が考えられる。すなわち，熱ピンチ状態の下では，ピンチ・チャンネル部と他の部分との温度差が著しくなるが，超音波の波長が 50～15 μm なのでピンチ半径と同程度であり，半径方向に音速が変化し超音波パルスの間に位相差が生じ，それらの干渉のため超音波減衰が生じる可能性がある。

多結晶体では，結晶粒子の弾性の異方性による散乱が超音波減衰の主な原因になることが知られている。このとき，散乱による減衰は粒子直径を D とし，音波の波長を λ，周波数を f とすると

(i) $\lambda>2\pi D$ のとき $\alpha\propto D^3f^4$

(ii) $\lambda<2\pi D$ のとき $\alpha\propto Df^2$

(iii) $\lambda\ll 2\pi D$ のとき $\alpha\sim D^{-1}$ (f に無関係)

のようになる[17~20]。

Fig. 3 より，異常減衰は電流が 60 A 以上では $\lambda\gtrsim 50$ μm の範囲で周波数の約 4 乗に比例したが，このときの温度上昇の著しい領域の直径は数 10 μm と考えられるので，これは (i) の場合に対応するものと考えられる。また，$\lambda\lesssim 20$ μm になると周波数の 1 乗に比例する傾向を示したが，

*) 融解跡半径

これは (ii) と (iii) の中間域にあっているのか，あるいはヒステリシス型のロスであるか今後の検討を要する。ピンチ効果が大きくないと考えられる電流 60 A 以下での周波数依存性に対しては，Fig. 3 の結果は (i) から (iii) の分類が適用できないように見える。一方，異常減衰のパルス電流依存性 Fig. 2 を (i)~(iii) の立場で，ピンチ半径をパラメーター D として考えて説明できないかどうかも問題になる。回折ロスの機構は，周波数依存性については妥当に思われるが，減衰の異常に大きい値を与えるかどうかは現在のところわからない。これらの諸問題を解決するためには，ピンチ下の不均質場における超音波の伝播を正確に扱わなければならない。

本研究にあたり，貴重な助言をいただいた原子工学科の阿部寛教授に対して，また実験上の助言をはじめ，しばしば討論に加わり有益な御指摘を下さった，現在，工業力学第1講座の田中啓司助手に対して感謝の意を表します。著者らはさらに田中氏にひきつづいてその研究を進展させた荻原氏（現在，富士電機）に謝意を表します。

参 考 文 献

1) Steele, M. C. and Glicksman, M.: J. Phys. Chem. Solids **8** (1959), 242.
2) Ancker-Johnson, B., Cohen, W. and Glicksman, M.: Phys. Rev. **124** (1961), 1745.
3) Morisaki, H.: Phys. Letters **29 A** (1969), 338.
4) Toda, M.: Japan J. appl. Phys. **2** (1963), 467.
5) Osipov, B. D. and Khvoshchev, A. N.: Soviet Phys. JETP **16** (1963), 833.
6) Ancker-Johnson, B. and Drummond, J. E.: Phys. Rev. **131** (1963), 1961.
7) Bennett, W. H.: Phys. Rev. **45** (1934), 890.
8) Burguess, R. E.: in Proceedings of the 1960 International Conference on Semiconductor Physics, Prague (1962), p. 818, Academic Press.
9) 田中啓司: 修士論文 (北海道大学, 1972).
10) Tanaka, K., Abe, Y. and Odajima, A.: phys. stat. sol. **10** (1972), k 151.
11) Tanaka, K., Odajima, A. and Abe, Y.: Phys. Letters **39 A** (1972), 43.
12) 荻原 健: 卒業論文 (北海道大学, 1973).
13) Drummond, J. E. and Ancker-Johnson, B.: Plasma Effects in Solid (Proc. 7th Intern. Conf.) (1965),p. 173, Dunod, Paris and Academic Press, New York.
14) Vekilov, Yu. Kh., Kadyshevich, A. E. and Krasil'nikov, O. M.: Soviet Phys.-Solid State **13** (1971), 1095.
15) Avadonin, V. Ya., Lemanov, V. V., Smirnov, I. A. and Tikhonov, V. V.: Soviet Phys.-Solid State **14** (1972), 747.
16) Woodruff, T. O. and Ehrenreich, H.: Phys. Rev. **123** (1961), 1553.
17) Mason, W. P. and Mcskimin, H. J.: J. Acous. Soc. Amer. **19** (1947), 464.
18) Mason, W. P. and Mcskimin, H. J.: J. Appl. Phys. **19** (1948), 940; **20** (1049), 228.
19) Lifshits, I. M. and Parkhomovskii, G. D.: Exp. Theor. Phys. (USSR), **20** (1950), 175.
20) Morse, P. M.: Vibration and Sound, 2nd ed. (1948), p. 350, McGraw-Hill.
21) Chen, W. S. and Ancker-Johnson, B.: Phys. Rev. B **2** (1970), 4468.